



## 標識光子を用いた $^{12}\text{C}(\gamma, p)$ 反応の研究

著者	守 和彦
号	903
発行年	1985
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10097/24675">http://hdl.handle.net/10097/24675</a>

氏名・(本籍)	もり 守	かず 和	ひこ 彦
学位の種類	理	学	博 士
学位記番号	理博第	9 0 3	号
学位授与年月日	昭 和 60 年 3 月 26 日		
学位授与の要件	学位規則第 5 条第 1 項該当		
研 究 科 専 攻	東北大学大学院理学研究科 (博士課程) 原子核理学専攻		
学位論文題目	標識光子を用いた $^{12}\text{C}(\gamma, p)$ 反応の研究		
論文審査委員	(主査) 教 授 鳥 塚 賀 治      教 授 織 原 彦之丞 助 教 授 林 部 昭 吾		

## 論 文 目 次

- 第 1 章 序 論
- 第 2 章 実験装置(光子標識装置システム)
- 第 3 章 実験条件及び解析方法
- 第 4 章 実験結果
- 第 5 章 結 論

# 論文内容要旨

## § 1 序

低エネルギー核物理に於ける光核反応では、光子は電気双極子巨大共鳴 (GDR) を強く励起する為、主に巨大共鳴領域の光核反応が系統的に研究されてきた。しかし本研究では、この領域ではなく、GDR 以上  $\pi$ -中間子生成しきい値以下 (以降この領域を中間エネルギー領域と呼ぶ) のエネルギー領域を研究対象とした。全光吸収断面積を見ると、この中間エネルギー領域は、GDR 領域と比較して断面積が非常に小さく、核構造を反映する様な微細構造を持たない領域である。又この領域では、光子と核内核子との間の運動量不整合が大きく、陽子-中性子対に依る光吸収過程 (準重陽子光吸収過程) が重要であると、古くは Levinger<sup>1)</sup> が指摘しており、全光吸収断面積に於ける準重陽子光吸収過程の重要性は古くから知られている所であった。

中間エネルギー領域に於ける過去の測定例は、断面積が小さい為か、あまり豊富ではなく、<sup>6,7</sup> Li, <sup>12</sup>C, <sup>16</sup>O 等を標的として、 $(\gamma, p_{0,1})$ ,  $(\gamma, n_{0,1})$  等のチャンネルが主に測定されている。Findlay 達<sup>2)</sup> は、 $(\gamma, p_0)$  反応に、一核子直接放出モデルを適用し、その断面積から 1 p 殻の陽子の運動量密度を高運動量成分まで導いた所、 $(e, e'p)$  反応から導かれた運動量密度とも矛盾なく、独立粒子モデルから予想される運動量密度とも一致する事を示した。一方 Schoch 達<sup>3)</sup> が  $(\gamma, n_0)$  反応を測定した所、その断面積は  $(\gamma, p_0)$  反応と同程度あり、中性子が電荷を持たない事と考慮して、これらの反応チャンネルに於ける一核子直接放出過程の解釈に疑問を投げ、準重陽子光吸収過程の重要性を指摘した。又 Gari と Hebach<sup>4)</sup> は、微視的理論計算を行い、中間子交換電流が光吸収過程の際に大きな寄与を成し、二核子光吸収の重要性を示した。

この様に中間エネルギー光核反応での、 $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n)$  反応の測定は、従来残留核を基底状態近辺に残す領域が主な測定対象であり、残留核を高励起状態に残す領域又は二核子放出領域についての測定は殆ど行われず、Matthews 達<sup>5)</sup> が行った測定が在るのみである。と言うのは、従来の光核反応は、制動輻射連続  $\gamma$  線をそのまま用いての、UNFOLDING 法、或いは光子差引法により断面積を求めていた為、残留核を高励起状態に残す様な領域の断面積を不確実性なく求める事が困難であった事が理由として挙げられる。しかし二核子相関に基づく光吸収過程は、二核子を放出するようなエネルギー領域で観測するほうが、より直接的である事は明らかである。

そこで我々は、核理研での SSTR の完成を背景として、単色  $\gamma$  線による光核反応と等価な実験を行なう測定装置として、光子標識装置を製作した。光子の標識化とは、光核反応事象毎に、光子を制動輻射した反跳電子を同時に検出し、光子のエネルギーを同定する手法である。我々の光子標識装置 (及び SSTR からの入射電子エネルギー) は、中間エネルギー領域の光核反応の研究に適し、その点でユニークな存在であると言える。

本研究では、比較的過去の測定例が豊富で、実験上扱い易く、軽い核である為理論と比較しやすい <sup>12</sup>C を標的として、光子標識装置を用いて、<sup>12</sup>C  $(\gamma, p)$  反応断面積を測定した。その結果

得られた放出陽子スペクトルから、残留核  $^{11}\text{B}$  を基底状態近辺に残す領域の断面積、及び残留核を高励起状態に残す領域あるいは二核子放出領域の断面積を求め、一核子直接放出模型、準重陽子光吸収模型等と比較し、中間エネルギー領域での光吸収機構を議論する。

## § 2 実験装置(光子標識装置システム)

図 1 に我々の光子標識装置システムの簡略図を示す。幅射標的、標識電磁石、電子検出器、光子輸送系、反応標的、陽子検出器等で主に構成される。幅射標的として  $1/1000$  幅射長の金箔を用いている。標識電磁石は均一磁場の双極電磁石である。電子検出器は、プラスチックシンチレーター 32 チャンネルで構成され、入射電子エネルギー ( $E_0$ ) の  $1/5 \sim 4/5$  の範囲の電子を検出し、各チャンネル  $1/50 E_0$  の運動量幅をもつ。図 2 に、各チャンネルで標識化された光子を、鉛ガラスチェレンコフ検出器で測定した時の PHA スペクトルを示す。幅は広いが(鉛ガラスチェレンコフ検出器自体の分解能に起因すると思われる)、単一ピーク形状を示し、その波高値は標識光子のエネルギーに比例しており、正常に標識化されている事が理解される。このシステムに於ける重要なパラメーターの一つである標識効率(電子検出器計数に対する、実際に反応標的を照射している標識光子数の割合)は、この鉛ガラスチェレンコフ検出器を用いて測定された。図 3 に測定された各チャンネルの標識効率と、光子輸送系に於ける鉛コリメーター等を考慮した計算値を共に示す。標識効率は約 50% 程度で計算値との一致は良い。陽子検出器は、二層のプラスチックシンチレーターを用いた  $\Delta E$  検出器と、NaI シンチレーターを用いた E 検出器で構成され、散乱角  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $65^\circ$ ,  $90^\circ$  に計 4 組設置される。

又、陽子検出器はバックグラウンドを低減化する為に鉛で遮蔽されている。図 4 に、単色陽子を陽子検出器に入射した時の、NaI シンチレーターの波高スペクトルを、色々な陽子エネルギーに対して示す。

## § 3 実験条件・解析

実験は、厚さ約  $200\text{mg}/\text{cm}^2$  の  $^{12}\text{C}$  を標的として、SSTR からの入射電子エネルギー  $130\text{MeV}$  の連続電子ビームを使用して行われた。電子検出器総計数率  $3 \times 10^6$  個/sec のビーム強度で標識範囲  $20 < E_\gamma < 102\text{MeV}$  の  $\gamma$  線を用い、 $^{12}\text{C}(\gamma, p)$  反応に於て  $E > 25\text{MeV}$  の陽子エネルギースペクトルを測定した。収集されるデータとしては、陽子検出器の各波高値、電子検出器と陽子検出器間の TOF 値、光核反応事象を引き起した電子検出器のチャンネル番号等が各事象毎に記録され取込まれる。粒子識別は、 $\Delta E$  検出器の出力波高値を利用して行われた。図 5 は、横軸に  $\Delta E$  検出器の波高値を各事象毎に点で示してある。図中 P で囲んだ領域は陽子事象を表し、E で囲んだ領域は電子事象を表す。又、粒子識別は TOF 情報も利用して行われた。偶然同時計数の除去は、電子検出器と陽子検出器間の TDC スペクトルを利用して行われた。図 6 に粒子識別された後の陽子事象に対する TDC スペクトルの一例を示す。図中のピークが真事象領域で隣接した領域は、偶然同時計数領域であり、真事象領域に混入する偶然同時計数事象は、約 2.4% 程度

であった。又、照射光子数を導出する際に重要な標識効率は、実験期間中度々測定され、さらに各 RUN 毎に総事象数から補正して決定された。

#### § 4 実験結果

測定されたスペクトルの一例を図 5 に示す。 $\gamma$  線のエネルギー  $80 < E_\gamma < 90 \text{ MeV}$  の事象について和を取っており、横軸は missing エネルギー ( $E_m$ ) に直してある。図中の斜線部 ( $13 < E_m < 20 \text{ MeV}$ ) は、残留核  $^{11}\text{B}$  の基底状態及び第一励起状態に対応する領域 ( $p_0 + p_1$  領域) であり、直接一核子放出模型の解釈に従うと  $p$  殻からの陽子が観測される領域である。又、図中矢印で示した領域 ( $30 < E_m < 50 \text{ MeV}$ ) は、同様の解釈をすると深く束縛された  $s$  殻からの陽子が観測される領域となる。それぞれの領域の断面積を図 6 に示す。黒丸は、 $13 < E_m < 20 \text{ MeV}$  ( $p_0 + p_1$ ) 領域の、白丸は、 $30 < E_m < 50 \text{ MeV}$  領域の断面積であり、誤差は統計誤差のみ含んでいる。又、四角は Matthews 達<sup>5)</sup> の  $(\gamma, p_0 + p_1)$ 、三角は Anghinolfi 達<sup>6)</sup> の  $(p, \gamma_0)$  の実験値であり、我々の  $(\gamma, p_0 + p_1)$  の断面積と矛盾はない。 $(\gamma, p_0 + p_1)$  領域の理論曲線はそれぞれ、一点鎖線が  $p$  殻からの直接一核子放出模型、破線が Schoch<sup>7)</sup> の  $(\gamma, p_0)$  用の準重陽子模型 (MQD 1)、点線が Gari と Hebach<sup>8)</sup> の中間子交換電流効果を含めたセミダイレクト模型である。実験値の統計精度を考慮すれば各模型とも実験値のエネルギー依存性、角分布を良く再現している様に思われる。次に、 $30 < E_m < 50 \text{ MeV}$  領域の理論曲線は、二点鎖線が  $s$  殻からの直接一核子放出模型、実線が準重陽子の核内での対運動量分布を考慮に入れた修正準重陽子模型 (MQD 2) である。直接一核子放出模型は明らかに小さ過ぎ、実験値を全く説明しない。一方、修正準重陽子模型 (MQD 2) は、各角度とも非常に良く実験値を再現している。この模型で用いられた Levinger 因子は 5.8 で、Maintz での全光吸収断面積<sup>9)</sup> を再現する値である。又、この修正準重陽子模型 (MQD 2) による missing エネルギースペクトルを、図 5 の破線で示している。

#### § 5 結 論

中間エネルギー光核反应用測定装置として、光子標識装置システムを製作した。種々の基礎測定を行い、性能改善及び低バックグラウンド化に務めた結果、 $1/5E_0 \sim 4/5E_0$  のエネルギー範囲で  $1/50E_0$  のエネルギー幅を持つ光子を標識化させる事ができた。

中間エネルギー領域で、 $^{12}\text{C}(\gamma, p)$  反応を測定した。 $13 < E_m < 20 \text{ MeV}$  の領域の断面積は、直接一核子放出模型、二核子光吸収模型何れも実験値を説明した。一方、 $30 < E_m < 50 \text{ MeV}$  領域の断面積は、直接一核子放出模型では全く説明出来なかったが、修正準重陽子模型 (MQD 2) を適用した所、良く実験値を再現した。この領域では、二核子光吸収過程が主要な役割を演じている事が示された。

## 参考文献

- 1) J.S. Levinger Phys. Rev. 84(1951)43
- 2) D.J.S. Findlay and R.O. Owens Nucl. Phys. A292(1977)53
- 3) H. Goringer and B. Schoch Phys. Lett. 97B(1980)41
- 4) H. Hebach, A. Wortberg and M. Gari Nucl. Phys. A267(1976)425
- 5) J. Matthews, D. Findlay, S. Gardiner and R. Owens Nucl. Phys. A267(1976)51
- 6) M. Anginolfi et al. Nucl. Phys. A399(1983)66
- 7) B. Schoch Phys. Rev. Lett. 41(1978)80
- 8) B. Ziegler Lecture Note in Physics 86, 1978, p101

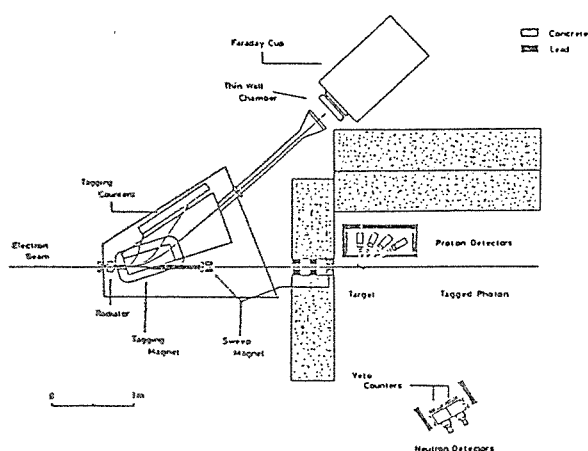


図1 光子標識装置システム構成図

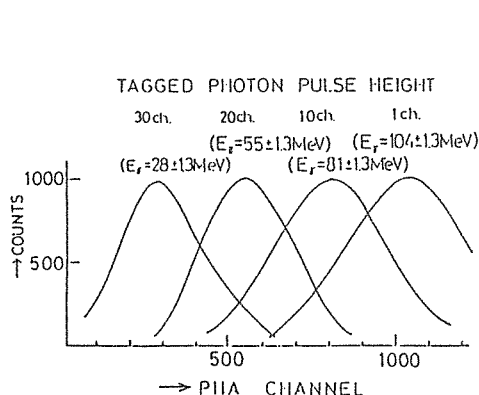


図2 鉛ガラスチェレンコフ検出器で測定した時の、標識光子の PHA スペクトル。

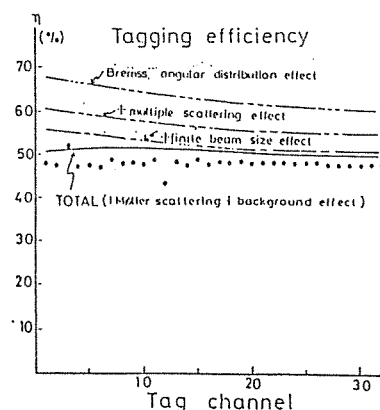


図3 鉛ガラスチェレンコフ検出器で測定された各チャンネルの標識効率と、モンテカルロによる計算値。

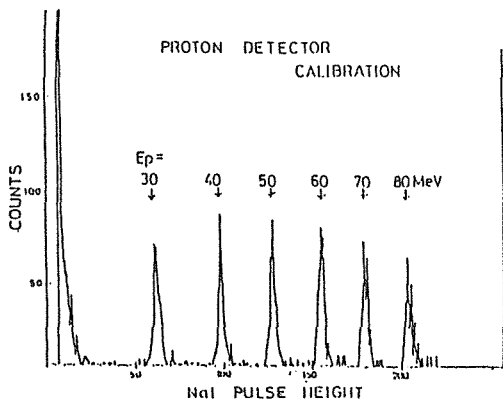


図4 単色陽子を陽子検出器に入射させた時の、NaI検出器のPHAスペクトル。入射陽子エネルギーは、図中に示す。

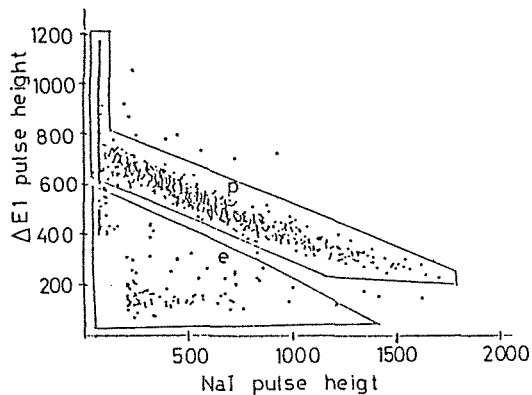


図5 NaI検出器の出力波高対1層目のΔE検出器の波高値を各事象毎に点で示す。pは陽子事象、eは電子事象を表す。

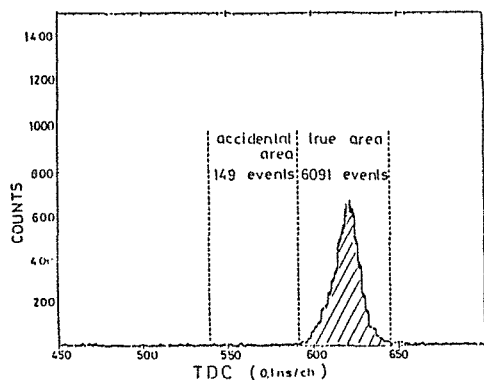


図6 電子検出器と陽子検出器間のTDCスペクトル。斜線部は、其事象領域を表す。

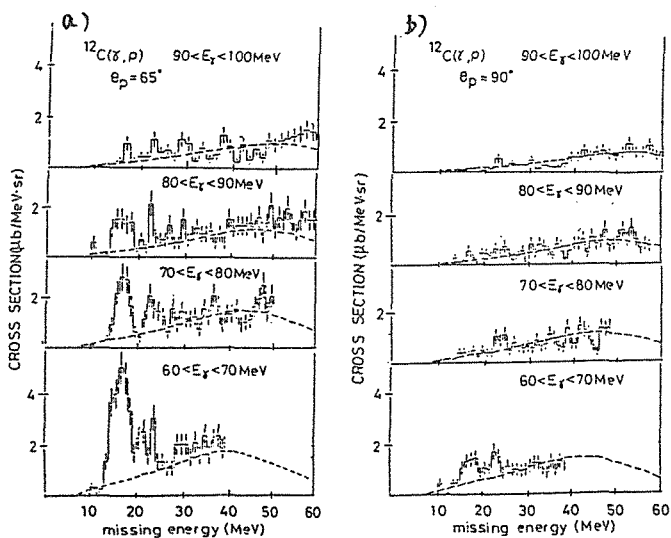


図7 得られたmissingエネルギースペクトルの一例。それぞれ(a)  $\theta_p = 65^\circ$  (b)  $\theta_p = 90^\circ$ となる。 $\gamma$ 線のエネルギーは、図中に示す。破線は、修正準重陽子模型による理論曲線である。

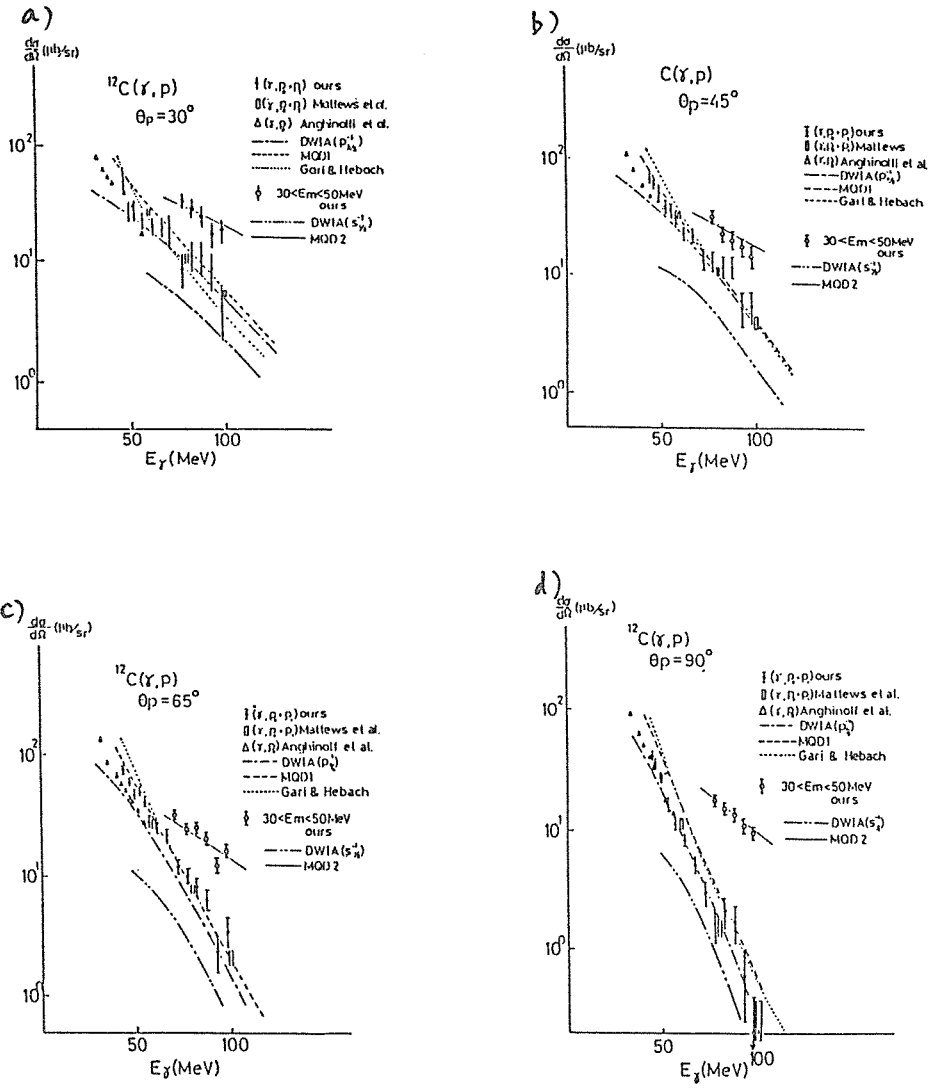


図8 測定された断面積の  $\gamma$  線のエネルギー依存性。黒丸は  $13 < E_m < 20$  MeV 領域の、白丸は  $30 < E_m < 50$  MeV 領域の断面積である。又それぞれ、(a)  $\theta_p = 30^\circ$ , (b)  $\theta_p = 45^\circ$ , (c)  $\theta_p = 65^\circ$ , (d)  $\theta_p = 90^\circ$  である。その他の実験値及び理論曲線は本文参照。



## 論文審査の結果の要旨

守和彦提出の論文は、単色  $\gamma$  線による光核反応実験と等価な測定装置である光子標識装置システムを製作し、 $^{12}\text{C}(\gamma, p)$  反応を測定しその結果を考察したものである。

製作された光子標識装置は、ガンマ線のエネルギー領域  $25 < E_\gamma < 100 \text{ MeV}$  をおおい分解能は  $\Delta E_\gamma = 2.5 \text{ MeV}$  を有し、この中間エネルギー領域の光核反応によって放出された陽子スペクトルが得られる。

この実験では  $^{12}\text{C}(\gamma, p)$  反応において残留核  $^{11}\text{B}$  を基底状態近辺に残す断面積、及び残留核を高励起状態に残す場合または二核子放出の場合に相当する断面積を測定した。

得られたmissingエネルギー ( $E_m$ ) スペクトルに於て、 $13 < E_m < 20 \text{ MeV}$  の領域 ( $(p_0 + p_i)$  領域) の断面積は p 殻からの直接一核子放出模型、Shoch の準重陽子模型、Gari と Hebach の中間子交換電流効果のいずれでも解釈することができ、この領域では一核子吸収、二核子吸収過程を区別できない。一方、 $30 < E_m < 50 \text{ MeV}$  領域 (高励起状態領域) の断面積は、s 殻からの直接一核子放出模型では全く説明できなかったが、準重陽子の核内での対運動量分布を考慮に入れた修正準重陽子模型を適用した所、良く実験値のエネルギー依存性、角分布を再現することがわかった。それ故、この領域では、二核子光吸収過程が主要な役割を果していることがこの研究から示された。

以上述べたように本論文は原子核に関する高度な知見を得ており、本人は自立して研究活動を行うに必要な研究能力と学識を有することを示している。よって守和彦提出の論文は理学博士の学位論文として合格と認める。